

so sei die langsamere Bewegung in einer Zeiteinheit bis zur Wellenfläche W , die schnellere bis W' gelangt. Die Strecke SS' stellt somit den Wegunterschied zweier in derselben Richtung verlaufenden Lichtstrahlen dar. Tangentialebenen W und W' in S und S' versinnbildlichen das Vorschreiten ebener Wellenflächen. Die Brechungs-

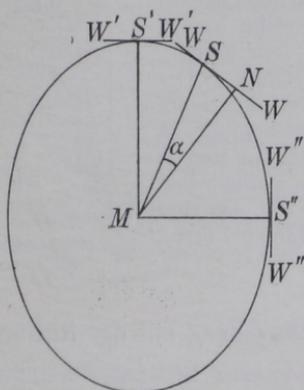


Fig. 453. Konstruktion der Normalenfläche aus der Strahlengeschwindigkeitsfläche eines optisch einachsigen Kristalls.

indizes n beziehen sich auf die Geschwindigkeiten in Richtung der Wellennormalen, und zwar ist n zur Normalengeschwindigkeit reziprok.

Aus der Fig. 453 erhellt ohne weiteres die Beziehung der Wellen-

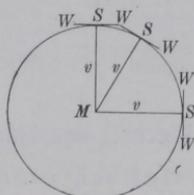


Fig. 454. Strahlengeschwindigkeits- und Normalenfläche eines isotropen Stoffes.

normalenfläche zur Strahlengeschwindigkeitsfläche, erstere ist die Fußpunktfläche letzterer. Die Fig. 453 gilt für einen optisch einachsigen Kristall. Man erkennt das Zusammenfallen von Strahl und Wellennormale in Richtung der optischen Achse und senkrecht dazu; bei isometrischen Kristallen ist das in jeder Richtung der Fall (Fig. 454).

29. Äußere und innere konische Refraktion.

Strahlen, die in Richtung einer Biradialen (S. 151) verlaufen, liefern die Erscheinung der äußeren, solche in Richtung der Binormalen (optischen Achsen) die der inneren konischen Refraktion.

1. Äußere konische Refraktion.

Die Raumfigur der Strahlengeschwindigkeitsfläche optisch zweiachsiger Kristalle hat um den Ausstich der Biradialen R je eine nabelförmige Vertiefung. Hier können also unendlich viele Tangentialebenen an die Strahlenfläche gelegt werden. Zu diesen Ebenen gehören entsprechend viele Normalen; sie bilden einen Kegel, dessen Grenznormalen N_1 und N_2 in Fig. 455 (S. 156) vermerkt sind. Zufolge ihrer verschiedenen Lichtgeschwindigkeiten stellen sich beim Austritt der Lichtbewegungen aus dem Kristall in den Außenraum abweichende Brechungen ein, so daß hier ein Lichtkegel der äußeren konischen Refraktion entsteht. Seine Öffnung beträgt bei Gips $18'$, bei Aragonit $1^\circ 42'$, beim α -Äthylpyruvat-Hydraxon $12^\circ 23'$.

2. Innere konische Refraktion.

An den Durchstichpunkten der Binormalen läßt sich an die Strahlengeschwindigkeitsfläche zufolge der hier einsetzenden nabelförmigen Einbuchtung jeweils eine Tangentialebene mit kreisförmiger Berührung legen.

Die Verbindung der Kreispunkte mit O ergibt den Kegel der inneren konischen Refraktion. Ihm gehören die Strahlen an, welche der in Binormalenrichtung fortschreitenden Welle entsprechen. Der Strahlenkegel wandelt sich beim Austritt der Lichtbewegung in einen Strahlenzylinder, dessen Achse auf der Tangentialebene senkrecht steht. In Fig. 456 sind zwei Begrenzungsstrahlen 1 und 2 gezeichnet.

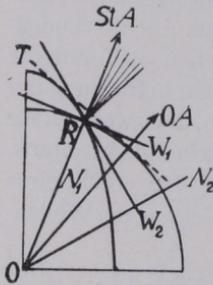


Fig. 455. Äußere konische Refraktion.

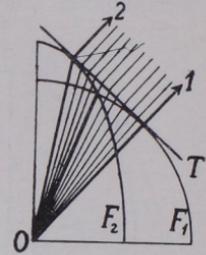


Fig. 456. Innere konische Refraktion.

30. Wechsel der Stärke der Doppelbrechung mit der Richtung.

1. Optisch einachsige Kristalle: trigonale, tetragonale, hexagonale Kristalle.

Die Strahlengeschwindigkeits- und die Indikatrixflächen (Fig. 438/39 u. 445/46) zeigen, daß ein optisch einachsiger Kristall in der Richtung der Achse c (optischen Achse) keine Doppelbrechung hat; die Differenz der Geschwindigkeiten von o und e ist hier $= 0$. Das Maximum der Doppelbrechung besitzen Strahlen, die senkrecht zur Achse c den Kristall durchdringen. Zwischen diesen beiden Extremen liegen die anderen Werte in allmählichem Übergang.

2. Optisch zweiachsige Kristalle: rhombische, monokline, trikline Kristalle.

In Richtung der optischen Achsen ist die Doppelbrechung $= 0$; ihr Maximum erreicht sie auf Flächen parallel zur Ebene der optischen Achsen, denn dann schwingen die beiden durch die Platte gewonnenen Lichtbewegungen parallel α und γ , sie haben also die absolut größte und absolut kleinste der im Kristall vorkommenden Geschwindigkeiten.

Allgemein und angenähert kann man die Doppelbrechung $\gamma' - \alpha'$ einer beliebigen Platte aus einer Substanz mit den extremen Werten γ und α ausdrücken als $\gamma' - \alpha' = (\gamma - \alpha) \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2$, wo φ_1 und φ_2 die Winkel zwischen der Flächennormale und den optischen Achsen sind. Entsprechend trifft die Formel für optisch einachsige Kristalle zu.

Da bei letzteren $n_o = \omega$ konstant ist, so kommt es zur Berechnung der Doppelbrechung in beliebiger Richtung (mit Winkel ν